ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 OCTOBRE 1915.

PRÉSIDENCE DE M. Ed. PERRIER.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE ET PHYSIQUE DU GLOBE. — *Calcul correct de l'influence de l'inégalité climatérique sur la vitesse d'accroissement des températures terrestres avec la profondeur sous le sol.* Note [1] de **M. J. Boussinesq.**

I. Dans deux Notes des 31 mai et 14 juin de cette année (*Comptes rendus*, t. 160, p. 695 et 748), consacrées au refroidissement séculaire de la croûte terrestre, ainsi que dans un article sur le même sujet, inséré au récent *Bulletin des Sciences mathématiques* de septembre (nos 5 à 10), j'ai essayé de tenir compte de l'inégalité u_{em} des températures extérieures moyennes dans les diverses contrées, en admettant la permanence (depuis l'origine du refroidissement) de cette inégalité et de la température extérieure *moyenne générale* à partir de laquelle se comptent ses valeurs. Mais, pour réduire à sa forme la plus simple le problème propre du refroidissement de la croûte, je n'ai défalqué des températures effectives v, outre l'inégalité périodique u_p (en partie *annuelle* et en partie *diurne*) affectant seulement une mince couche superficielle, épaisse d'une quinzaine de mètres, que la partie *permanente* u_m de l'*inégalité* (*climatérique*) due à u_{em} : ce qui permet bien de réduire à leurs formes les plus simples, pour la température en excédent u, tant l'équation indéfinie du refroidissement

$$\frac{du}{dt} = a^2 \frac{d^2 u}{dx^2}, \tag{1}$$

---

[1] Séance du 27 septembre 1915.

que les deux conditions définies relatives au sol $x = 0$ et au fond $x = E$ de la croûte, devenues

$$(2) \qquad (\text{pour } x = 0)\ \frac{1}{h}\frac{du}{dx} = u, \qquad (\text{pour } x = E)\ u = u_0;$$

mais ce qui a l'inconvénient de laisser une forme compliquée à la condition d'état initial

$$(3) \qquad (\text{pour } t = 0)\ u = u_0 - u_m - u_p^0,$$

où u_0 désigne la température constante de fusion de la croûte et u_p^0 ce à quoi se réduit, pour $t = 0$, l'inégalité périodique u_p. Or, pour réduire cette condition à celle, la plus simple possible, que j'utilise finalement,

$$(4) \qquad (\text{pour } t = 0)\ u = u_0,$$

je me suis contenté de dire que les deux conductibilités intérieure et superficielle ont dû depuis longtemps effacer, jusqu'à des profondeurs excédant celles où nous pouvons atteindre, toute trace de l'influence des termes $-u_m$ et $-u_p^0$, médiocrement grands. Cette raison, d'un nivellement des valeurs de u à partir de la surface $x = 0$, motive bien la suppression du terme $-u_p^0$, insensible pour $x > 15^m$; mais, comme on étudie justement le *refroidissement* de la croûte, c'est-à-dire un état encore très loin de la permanence, il n'est pas légitime de supposer devenue permanente l'inégalité climatérique. En effet, malgré la petitesse de u_{em} à côté de u_0, et toute proportion étant gardée entre ces deux *causes* de déplacements de chaleur, il n'y a pas de raison pour que la pénétration de haut en bas, à travers la croûte, de la chaleur extérieure, devienne plus tôt permanente que celle qui s'y fait à partir du fond, de bas en haut, de la chaleur intérieure du globe.

II. Il y a donc lieu, pour réduire effectivement à sa forme la plus simple (4) la condition d'état initial (3), de calculer à part le refroidissement de la croûte pour un état initial exprimé par $-u_m$, c'est-à-dire la portion de u qui correspond à ce terme de (3), et de joindre alors, à la partie permanente u_m de l'inégalité due à u_{em} (ou *inégalité climatérique*), cette portion de u, qui sera la partie *non permanente* de la même inégalité. Ce qui reste ensuite de u correspond bien à l'état initial simple (4) et continuera à s'appeler u.

Désignons par U_m l'inégalité climatérique *totale*, ainsi définie dans ses deux parties; et les conditions qui la détermineront seront évidemment les

trois équations

(5) $$\frac{dU_m}{dt} = a^2 \frac{d^2 U_m}{dx^2}, \qquad (\text{pour } x = 0)\ \frac{1}{h}\frac{dU_m}{dx} = U_m - u_{em}, \qquad (\text{pour } x = E)\ U_m = 0,$$

complétées par la relation d'état initial

(6) $$(\text{pour } t = 0)\ U_m = 0.$$

III. Pour intégrer ces équations, appelons $1 - V$ l'expression de u (ainsi débarrassée complètement des deux inégalités périodique u_p et climatérique U_m), spécifiée pour $u_0 = 1$; de sorte qu'on ait

$$u = u_0 - u_0 V.$$

La fonction V sera, en d'autres termes, $1 - \frac{u}{u_0}$, c'est-à-dire très sensiblement, vu la formule approchée que nous avons obtenue pour u, la fonction

(7) $$V = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left[\psi\left(\frac{x}{2a\sqrt{t}}\right) - e^{h^2a^2t+hx}\,\psi\left(\frac{x}{2a\sqrt{t}} + ha\sqrt{t}\right)\right],$$

où $\psi(\omega)$ est l'intégrale de Krampf $\int_\omega^\infty e^{-\alpha^2}\,d\alpha$.

La substitution de $u_0 - u_0 V$ à u dans (1), (2) et (4) montre que V satisfait aux quatre relations :

(8) $$\begin{cases} \dfrac{dV}{dt} = a^2 \dfrac{d^2V}{dx^2}, & (\text{pour } x = 0)\ \dfrac{1}{h}\dfrac{dV}{dx} = V - 1, \\ (\text{pour } x = E)\ V = 0, & (\text{pour } t = 0)\ V = 0. \end{cases}$$

Or celles-ci, multipliées par la constante donnée u_{em}, deviennent précisément les équations (5) et (6) en prenant

$$u_m = u_{em} V.$$

Telle est donc la valeur de l'inégalité climatérique totale, qu'il suffit de joindre à la valeur même, $u_0 - u_0 V$, de u, pour avoir la température effective v à toutes les profondeurs x excédant une quinzaine de mètres et où est insensible l'inégalité périodique u_p. Il vient ainsi

(9) $$v = u_0 - (u_0 - u_{em})V = u_0\left[1 - V\left(1 - \frac{u_{em}}{u_0}\right)\right].$$

IV. La vitesse $\frac{dv}{dx}$ d'accroissement de la température avec la profondeur

égale donc, en tout point de la croûte, le produit de ce qu'elle y serait *sans l'inégalité climatérique*, par le binome très simple

$$(10) \qquad 1-\frac{u_{em}}{u_0}=1-\frac{u_{em}}{1495}=1-0{,}0006689\,u_{em}.$$

L'influence de l'inégalité climatérique, mesurée proportionnellement par le coefficient de $-u_{em}$ dans ce binome, est environ le double de ce qu'indique le coefficient de $-u_{em}$ au troisième membre de la formule (5) de ma Note citée du 14 juin ou de la formule (14) de mon article du *Bulletin des Sciences mathématiques :* circonstance tenant à la manière même dont nous y avons déterminé, en raison directe de u_0, l'épaisseur E de la croûte.

La partie non permanente de l'inégalité climatérique semble donc avoir, du moins actuellement, à la surface du sol, à peu près autant d'influence que la partie permanente, sur la dérivée $\frac{dv}{dx}$; et la conclusion du n° IV de ma Note du 14 juin, ou du n° 10 de mon article du *Bulletin* subsiste, touchant la petitesse totale de ces influences qui s'ajoutent.

Il est bon d'observer que, pour V comme pour u, la condition relative au bas $x=\mathrm{E}$ de la croûte n'est vérifiée, par l'expression approchée (7) de V ou par l'expression correspondante de u, qu'à très peu près et, pour ainsi dire, asymptotiquement.

V. Si le temps t grandit assez pour que s'établisse sensiblement la *permanence* de l'état calorifique, la partie de v dépendant de u_{em} sera

$$u_m=\frac{h\mathrm{E}}{1+h\mathrm{E}}\,u_{em}\left(1-\frac{x}{\mathrm{E}}\right)$$

et, celle qui dépendra de u_0, visiblement,

$$\frac{u_0(1+hx)}{1+h\mathrm{E}}.$$

Il viendra donc, en tout,

$$(11) \qquad v=\frac{(u_0+h\mathrm{E}u_{em})+(u_0-u_{em})\,hx}{1+h\mathrm{E}}.$$

La dérivée $\frac{dv}{dx}$ n'y dépend encore de u_{em} que par le binome $1-\frac{u_{em}}{u_0}$, comme il le fallait bien puiqu'il s'agit d'un état compris, en qualité de cas limite, dans celui auquel s'applique la formule (9).

VI. Au n° 4 d'une Note du 28 juin (*Comptes rendus*, t. 160, p. 827) et

au n° 19 de l'article cité du *Bulletin*, je suis revenu accessoirement sur la même question, mais en admettant que l'état actuel de la superficie terrestre soit relativement récent. On ne peut plus alors raisonner comme si l'épaisseur actuelle E de la croûte et les distributions actuelles des températures extérieures u_{em} avaient existé dès l'origine du refroidissement, ni, par conséquent, appliquer la formule (9). Mais il y a tout lieu de penser que l'état actuel est assez ancien pour avoir déjà produit, aux profondeurs modérées x sous la surface, le gros de ses effets et que, par suite, la dérivée $\frac{dv}{dx}$ y a la fraction de ses valeurs qui provient de u_{em}, *comparable* en petitesse au rapport $\frac{-u_{em}}{u_0} = \frac{-u_{em}}{1495}$.

Faisons une dernière remarque à ce sujet. Aux grandes profondeurs x, là où les températures v excèdent des centaines de degrés, la conductibilité K, mais surtout la capacité calorifique C et leur quotient a^2 deviennent sans doute trop largement fonctions de v pour qu'on puisse les supposer constants comme nous avons fait, *si ce n'est à un degré restreint d'approximation;* et celui-ci ne serait probablement pas suffisant pour nous permettre d'apprécier ou d'éviter, dans le calcul de v, des écarts de l'ordre de petitesse de u_{em}. Il serait donc à peu près illusoire, en ce qui concerne l'influence climatérique à l'intérieur de la croûte, d'y compter physiquement sur aucun autre résultat que la petitesse même ou, pour ainsi dire, l'*indiscernabilité* de l'influence en question.

PALÉONTOLOGIE. — *Les Orbitoïdes de la presqu'île de Californie.* Note (1) de M. H. Douvillé.

D'après les explorations de M. le Dr Arnold Heim (voir ci-après p. 419) la partie méridionale de la presqu'île de Californie est constituée par des terrains tertiaires, compris entre deux chaînes côtières de terrains cristallins et métamorphiques, la chaîne de Victoria au Sud-Est, et la chaîne pacifique à l'Ouest.

A l'est de l'île Santa Margarita, près de San Hilario, le Tertiaire présente à la base des couches blanches à Globigérines, recouvertes en concordance par des grès verdâtres où abondent de petites Orbitoïdes. Au-dessus se développent les puissantes assises du Miocène brun.

Ces Orbitoïdes sont particulièrement intéressantes; c'est la première

(1) Séance du 27 septembre 1915.

fois qu'elles sont signalées dans cette région. Elles sont très minces, à surface granuleuse, avec un mamelon central bien marqué; leur diamètre est habituellement de 5^{mm} à 6^{mm} et leur épaisseur au centre de $0^{mm},75$; ce sont des formes mégasphériques; de très rares exemplaires atteignent 10^{mm} de diamètre. La couche médiane présente des loges nettement rectangulaires, elles appartiennent donc au genre *Orthophragmina*. La nucléoconque à parois épaisses présente une première loge sphérique, à laquelle est accolée une deuxième loge en forme de haricot; elle est du type réniforme.

Par tous ces caractères, ces Orbitoïdes se rapprochent tout à fait de l'*Orthophragmina Pratti*, telle qu'elle a été figurée par Schlumberger (*Bull. Soc. géol. de France*, 4e série, t. III, p. 275, *fig.* A, et *Pl. VIII*, *fig.* 2 et 3).

J'ai signalé des formes semblables et dans une roche très analogue, à Bornéo (*Bull. Soc. géol. de France*, 4e série, t. V, p. 442) : « Des grès tendres d'une couleur gris verdâtre... présentent quelques Orbitoïdes minces, à bouton central bien marqué, qui, par leur forme et par les caractères de leur loge initiale, se rapportent à l'*O. Pratti*, telle qu'elle a été décrite par Schlumberger. » J'ai attribué ce niveau au Bartonien.

Parmi les échantillons recueillis par M. Arnold Heim, j'ai pu reconnaître en outre quelques rares Foraminifères de petite taille qui paraissent pouvoir être rapportés à l'*Amphistegina Niasi* Verbeck (sub Nummulites). Dans mon étude sur les Foraminifères des Philippines (*Philippine Journal of Sc.*, vol. VI, p. 77, Manila, 1911) j'ai reconnu que cette espèce était associée aux dernières Nummulites et aux premières Lépidocyclines dans un niveau que j'ai considéré comme Tongrien. Il n'y a pas d'impossibilité à ce que cette espèce ou une forme voisine ait apparu un peu plus tôt, dans l'Éocène supérieur.

Ces analogies si marquées avec les formations de l'Indonésie rendent très probable l'attribution à l'Éocène supérieur des couches à Orbitoïdes de la Californie.

On peut ajouter que ces dépôts blancs fins à Globigérines attribués par M. Arnold Heim aux « Monterey Shale », sont également très développés dans certaines îles de la Sonde et notamment à Célébès.

M. **Émile Picard**, en déposant sur le Bureau une Brochure sur *L'Histoire des sciences et les prétentions de la science allemande*, s'exprime comme il suit :

J'ai l'honneur d'offrir à l'Académie une Brochure sur *L'Histoire des sciences*

et les prétentions de la science allemande. En dehors d'une partie plus particulièrement historique, j'insiste dans cette étude sur le caractère si souvent formel des écrits scientifiques allemands. Ce caractère, où apparaissent parfois une notion singulière du réel et du vrai, et une sorte de mépris pour le sens commun, peut, je crois, être rattaché au subjectivisme et au formalisme kantiens, et aux systèmes philosophiques qui en dérivent plus ou moins directement. La tendance à tout systématiser est habituelle à l'esprit germanique. On la retrouve même dans les vues les plus pratiques, jusque dans le concept d'organisation, nouvel Impératif que l'Allemagne voudrait, pour son plus grand profit, imposer au monde.

CORRESPONDANCE.

ASTRONOMIE. — *Sur de grands mouvements propres soupçonnés dans les étoiles voisines de l'amas Messier* 11 = N.G.C.6705. Note de M. **E.-E. Barnard**, présentée par M. Bigourdan.

Dans les *Comptes rendus* du 9 août 1915 (t. 161, p. 121), M. J. Comas Solá appelle l'attention sur un grand mouvement propre global de certaines étoiles dans la région de l'amas Messier 11. Ces mouvements propres ont été mis en évidence au moyen d'un stéréoscope ordinaire grossissant trois fois en diamètre, sur deux photographies séparées par un intervalle de 3 années. Ces photographies ont été obtenues avec un objectif système Petzval de $0^m,16$ d'ouverture et de $0^m,80$ de distance focale.

Un pareil résultat étant surprenant, j'ai examiné la même région dans le stéréocomparateur de Zeiss, de Yerkes Observatory, mais sans pouvoir apercevoir aucun mouvement propre dans les étoiles en question. Les deux plaques employées ici ont été obtenues le 29 juin 1892 et le 13 août 1914, donc séparées par un intervalle de 22 ans, supérieur à sept fois celui qui sépare les plaques de M. Solá. L'objectif employé est, dans les deux cas, des mêmes dimensions comme ouverture et comme distance focale.

M. Solá a donc été victime d'une illusion; d'ailleurs la perception d'un mouvement de ce genre n'est pas une question d'œil, comme le pense M. Comas. Et, pour ce qui est de l'amas lui-même, je l'ai mesuré il y a déjà plusieurs années, tant visuellement que photographiquement, au

moyen de notre lunette de 40 inch, sans y constater de mouvement propre certain.

ASTRONOMIE. — *Positions approchées d'une petite planète, présumée nouvelle.* Note de M. **J. Comas Solá**, présentée par M. Bigourdan.

A l'Observatoire Fabra (Barcelone) j'ai rencontré, sur un cliché du 15 septembre dernier, une petite planète qui paraît nouvelle, et dont voici les positions approchées :

1915.	Temps moyen de Greenwich.	1915,0. Asc. droite.	1915,0. Déclinaison.
Septembre 15.....	12^h30^m	$0^h19^m30^s$	$+6°\ 7'$
» 27.....	7^h30^m	$0^h\ 6^m53^s$	$+6°30',1$
» 28.....	7^h30^m	$0^h\ 5^m44^s$	$+6°31',9$

Grandeur : 12,0. Comme on le voit, son mouvement en ascension droite est assez rapide.

HYDRAULIQUE. — *Sur les coups de bélier : conduite entièrement purgée.* Note (¹) de M. **C. Camichel**, présentée par M. J. Boussinesq.

Considérons une conduite entièrement purgée d'air (²).

1° On détermine la vitesse de propagation de l'onde par une dépression brusque, qu'on produit en manœuvrant un petit robinet placé à l'extrémité de la conduite; on réalise ainsi une ouverture de très courte durée, la diminution de pression est inscrite par le manomètre, qui enregistre ensuite cette variation de pression, réfléchie par l'extrémité amont (réservoir) et changée de signe; et ainsi de suite. On obtient ainsi, dans le graphique de la pression, une série d'encoches, tantôt dans un sens, tantôt en sens inverse, qui permettent de déterminer très commodément la vitesse de propagation a de l'onde. Pendant cette détermination, la conduite étudiée reste fermée, et les vannes compensatrices n'interviennent pas.

(¹) Séance du 13 septembre 1915.

(²) Voir les *Comptes rendus*, t. 161, 1915, p. 343.

Les expériences ont porté sur une conduite de 80^{mm} de diamètre de 5^{mm} d'épaisseur (en fer) et de 154^{m},50 de longueur. Elles ont donné, par des séries très concordantes, une vitesse de 1280^{m} par seconde. La formule

$$a = \frac{9900}{\sqrt{48,3 + K\frac{d}{e}}}$$

(K = 0,5, e épaisseur de la conduite, d diamètre de la conduite), donnée par MM. Joukovsky et Allievi, fournit une vitesse de 1315^{m}. La différence entre ces deux nombres peut être attribuée à l'épaisseur du tuyau (qui est assez mal définie), à l'influence des manchons de raccordement et surtout à ce que la formule de Joukovsky-Allievi n'est applicable, comme l'a démontré M. Boussinesq, qu'à des conduites minces.

2° En produisant des fermetures brusques et en mesurant, par des jaugeages, la vitesse intitiale, v_0, de l'eau dans la conduite, on a vérifié la formule donnant le coup de bélier h :

$$h = \frac{av_0}{g}.$$

Voici quelques chiffres :

h calculé.	h observé.
m	m
8,43	8,00
6,13	5,88
4,24	4,06

Dans d'autres séries, la différence entre l'observation et le calcul était de signe contraire. La valeur de la vitesse a adoptée dans ces expériences était 1280^{m}, valeur trouvée ci-dessus.

3° Enfin, au moyen d'un robinet mû par un moteur, on a produit des résonances, comme dans le cas des poches d'air, et observé les ondes stationnaires; en faisant varier la vitesse du robinet, on a mis en évidence le coup de bélier fondamental et les deuxième, troisième, quatrième et cinquième harmoniques.

En désignant par T_1, T_2, T_3, T_4, T_5 les périodes observées sur les graphiques du manomètre enregistreur, on a, pour le coup de bélier fondamental et les harmo-

niques :

$$\frac{4 \times 154,5}{1280 \times T_1} = 1,016 \text{ au lieu de } 1,$$
$$\frac{4 \times 154,5}{1280 \times T_2} = 2,045 \text{ au lieu de } 2,$$
$$\frac{4 \times 154,5}{1280 \times T_3} = 3,05 \text{ au lieu de } 3,$$
$$\frac{154,5}{1280 \times T_4} = 0,989 \text{ au lieu de } 1,$$
$$\frac{4 \times 154,5}{1280 \times T_5} = 4,96 \text{ au lieu de } 5.$$

Ces expériences nécessitent deux postes, dont l'un est placé à l'extrémité aval de la conduite. Pour les harmoniques pairs, qui donnent un ventre à l'extrémité aval de la conduite, le deuxième manomètre indique la période observée au moment où un ventre se produit au distributeur.

Les méthodes précédemment indiquées sont applicables aux conduites industrielles.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Des chaleurs dégagées par un corps solide passant à l'état de dissolutions saturées ou diluées. Cas du sel marin.* Note (¹) de M. **Alb. Colson.**

Les Tables de Constantes physiques enregistrent comme telles les chaleurs de dissolution des molécules dans 2^l d'eau, à la température ordinaire. Ces données, dont on fait couramment usage en Thermochimie, sont au contraire des variables d'une élasticité surprenante, même chez le plus répandu des corps solubles : le sel marin.

En cherchant à élucider la question ardue des dissolutions, j'ai constaté en effet que la molécule de sel $NaCl = 58,5$ dissoute dans 2400^{cm^3} d'eau absorbe 1500^{cal} vers 8°, et 1100^{cal} vers 22°, soit une différence de 27 pour 100, et qu'à température fixe, la chaleur absorbée varie de 1510^{cal} à 1540^{cal}, soit de 2 pour 100, quand le volume dissolvant passe de $2^l,4$ à $4^l,5$.

Au contraire, la chaleur absorbée par une molécule de sel marin pour arriver à l'état de dissolution saturée oscille autour de 460 frigories entre 8° et 22°, d'après mes expériences.

Ces chaleurs de saturation n'ayant encore fait l'objet d'aucune recherche, à ma connaissance, j'ai entrepris ce travail, et je vais d'abord l'exposer.

(¹) Séance du 27 septembre 1915.

Méthode. — Le principe de la méthode est d'une extrême simplicité. Soit L la chaleur moléculaire de saturation. Elle répond, pour une température donnée, au nombre de frigories relatif au passage de la molécule solide NaCl à l'état de dissolution saturée. Diluons cette solution jusqu'au taux habituel a. Si l'on constate un dégagement moléculaire de f frigories, à la température choisie, $L + f$ représente le nombre de frigories nécessaires pour amener la molécule saline de l'état solide à l'état de dissolution au taux a. D'autre part, on arrive au même résultat par dissolution directe de la molécule solide aux taux a, et l'on observe alors un dégagement de F frigories. En vertu du principe de l'état initial et final, on a

$$L + f = F, \qquad \text{d'où} \qquad L = F - f.$$

Le problème consiste donc à réaliser par ces deux moyens des dissolutions finales possédant rigoureusement le même titre a et à mesurer les effets thermiques correspondant à leur formation. Pour avoir cru à la constance de la valeur de F consignée dans les Tables, j'ai erré jusqu'au moment où j'ai recommencé toutes les déterminations, avec les mêmes instruments et les mêmes méthodes, de façon à réaliser, dans des conditions absolument comparables, l'identité des taux a, que j'ai d'ailleurs toujours contrôlés par des dosages.

J'ai cherché surtout à réduire au minimum les corrections de température, en plaçant dans le calorimètre les corps à mélanger et en attendant des températures fixes et peu différentes pour chaque série d'opérations concernant L et la valeur correspondante $F - f$.

Opérations. — Voici les détails opératoires pour une de ces séries :

L'analyse des solutions salines m'ayant donné la certitude que $14^g,4$ de sel marin ajouté à 400^{cm^3} d'eau donne une solution au même titre (3,58 pour 100) que la liqueur obtenue par l'addition de 400^{cm^3} d'eau à 50^{cm^3} de ma solution saturée à la température de 21°, j'ai mesuré la chaleur dégagée dans chaque cas.

Pour la dissolution directe, j'ai trouvé entre 21°,28 et 20°,64 par molécule $F = 1070$ frigories (correct. 1 pour 100). Pour la dilution, j'ai observé entre 21°,62 et 21°,26 $f = 616$ frig. par molécule, nombre qui correspond à 624 pour la température moyenne 21°,05; de sorte qu'à 21°,05, $F - f$ ou $L = 1070 - 624 = 446$ frigories.

Le même procédé appliqué à une solution de 25^g de NaCl dans 1^l d'eau donne, à la température moyenne de 21°,80, pour une molécule, $F = 1095$ frigories et $f' = 645$, d'où $L = 450$ frigories, résultat qui confirme le précédent, en partant d'un taux A différent.

La chaleur de saturation à la température de 7°,40 est $L = 1472 - 1001 = 471$ frigories.

Cette valeur 471 a été obtenue sur des dissolutions renfermant $14^g,4$ NaCl dans 400^{cm^3} d'eau, c'est-à-dire au taux $A = 36$ par litre.

Solutions étendues. — Indiquons maintenant les nombres qui permettent de comparer ces *chaleurs de saturation* aux chaleurs dégagées en dissolutions plus ou moins étendues par la molécule saline NaCl. Donnons d'abord quelques observations faites à deux températures fixes 7°,5 et 21° par exemple :

Poids de sel par litre d'eau	12g,5	25g	36g
Chaleur de dissolution moléculaire à 7°,5	1540 frig.	1510	1472 frig.
Chaleur de dissolution moléculaire à 21°	»	1117	1070 frig.

Voici ensuite un Tableau des variations de ces chaleurs moléculaires avec la température pour des proportions fixes de sel dissous dans 1l d'eau :

	A 7°,50.	12°,5.	18°.	22°.
Pour 12g,25 on trouve	1527 frig.	1346	1210	1125 frig.
Pour 25g on trouve	1510 frig.	»	»	1098 frig.
Pour 36g on trouve	1472 frig.	»	1070 (à 21°)	

Conclusions. — Ces premières expériences [1] montrent que :

1° La chaleur de saturation moléculaire du sel marin, qui répond sensiblement à 400 frigories vers 15°, varie peu de part et d'autre de cette température ;

2° Au contraire, à l'état dilué (12g,5 NaCl dans 1l d'eau), l'effet thermique produit par la dissolution vers 7° dépasse 1540 frigories et diminue de 27 pour 100 à 22°. De plus cet effet thermique s'abaisse encore de 4 pour 100 quand la dilution passe de 12g,5 à 36g de sel par litre d'eau.

En un mot, pour les solutions diluées de sel marin, il n'existe pas de régime thermique permanent, caractérisé par une chaleur de dissolution constante.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la solubilité réciproque du cuivre et du plomb.* Note [2] de M. B. Bogitch, présentée par M. Henry Le Chatelier.

Les alliages de cuivre et de plomb ont été l'objet d'un grand nombre de recherches, mais les résultats obtenus jusqu'ici ne sont pas bien concor-

---

(1) Elles sont le prélude d'autres expériences revisées, réalisées ou en cours d'exécution, depuis l'attribution accordée par l'Académie sur le Fonds Bonaparte.

(2) Séance du 27 septembre 1915.

dants (¹). L'addition du plomb au cuivre produit une hétérogénéité considérable du métal, et si la proportion du plomb ajouté dépasse une certaine valeur, le culot solidifié se compose nettement de deux parties : l'une très riche en cuivre et l'autre riche en plomb. Il y a ce qu'on appelle la « formation de la double couche ».

D'après certains auteurs, la formation de la double couche dans le cas des alliages de cuivre et de plomb n'est due qu'à la différence des densités de deux métaux qui provoque la séparation des constituants inégalement denses au moment de la solidification, et à l'état fondu ces métaux sont miscibles en toutes proportions. D'après les autres, au contraire, le plomb et le cuivre fondus ensemble forment bien une double couche, à la manière, par exemple, de l'eau et de l'éther.

Pour élucider la question, nous avons opéré de deux façons différentes :

1° *Par trempe.* — De petites quantités des deux métaux étaient fondues dans des tubes en silice; l'un des bouts du tube était fermé au chalumeau, l'autre mastiqué

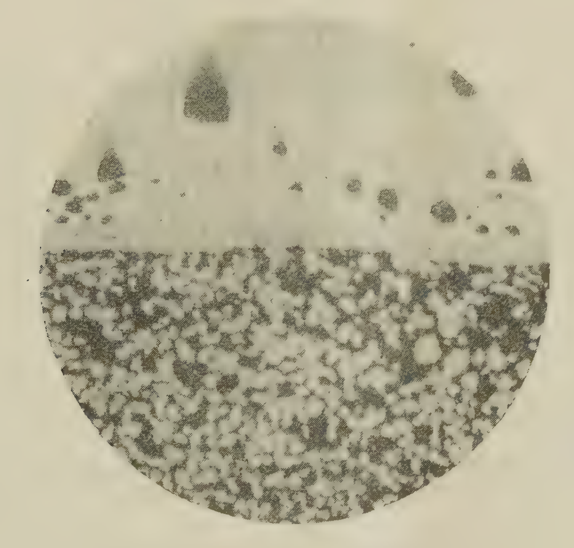


Fig. 1. — Grossissement : 50 diamètres. Sans attaque.

avec du kaolin mélangé de poudre d'amiante. Le tube, placé horizontalement dans un four, est porté à 1100°-1200°; après agitation prolongée, on plonge verticalement le tube dans un bain de plomb réchauffé préalablement à la température voulue, mais

(¹) Heycock et Neville, *Phil. Trans.*, 1897; K. Friedrich et Leroux, *Métallurgie*, 1907; Roland Gosselin, *Société d'Encouragement*, 1896; Ramsay, *Syst. of in Chem.*, etc.

toujours supérieure à la température de solidification de l'alliage. Après 30 minutes de séjour, le tube est trempé dans l'eau froide.

Si la proportion du cuivre dans le lit de fusion ne dépasse pas 60-65 pour 100, les petits culots obtenus par trempe vers 970°-1050° sont absolument homogènes; pour des teneurs plus élevées en cuivre, 65-80 pour 100, la composition chimique varie graduellement de haut en bas, mais il n'y a pas de double couche.

Lorsque la température de trempe descend à 970°-940°, la double couche apparaît si, bien entendu, les proportions des deux métaux étaient suffisantes pour sa formation.

La photographie donnée (*fig.* 1) représente un de ces petits culots trempé à 970° et tenant : en haut, $\frac{\text{Cu}}{\text{Pb}} = \frac{64,3}{35,7}$, et en bas, $\frac{18,8}{81,2}$. La double couche est bien nette. Malheureusement, la méthode de trempe, excellente au point de vue purement qualitatif, ne permet pas ici de tracer avec certitude la courbe de solubilité réciproque des deux métaux. Après un certain nombre de tentatives infructueuses, nous avons eu recours à la méthode suivante :

2° *Par aspiration.* — Les métaux pris dans des proportions convenables sont fondus dans un four électrique sous une épaisse couche de charbon. On agite bien la

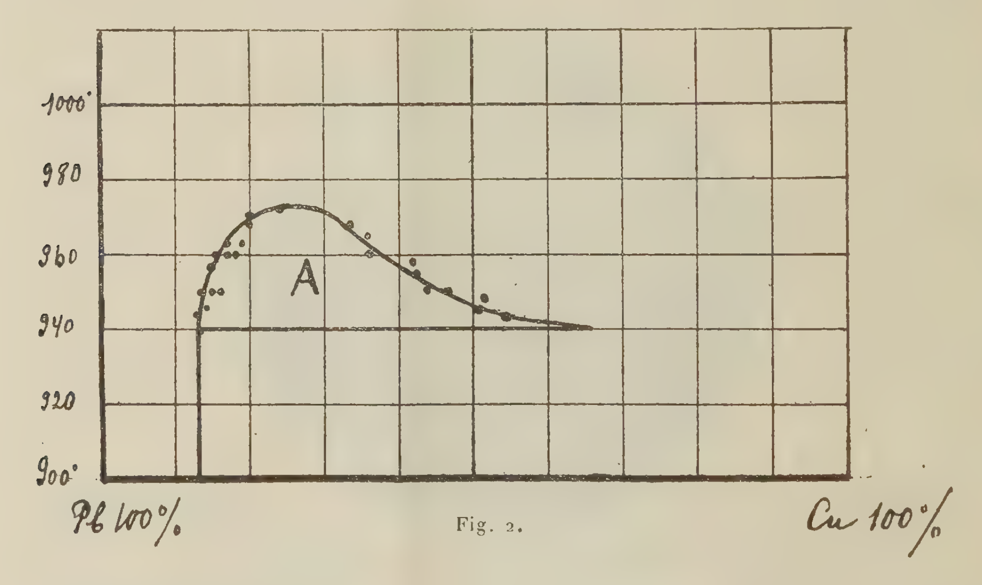


Fig. 2.

masse fondue et, lorsque la température devient constante, on aspire une petite quantité du métal au moyen d'un tube en terre de pipe. Un dispositif, facile à imaginer, permet d'aspirer soit à la partie supérieure du creuset, soit à la partie inférieure et d'avoir, par conséquent, la composition des deux couches métalliques, si leur formation a lieu.

Les résultats obtenus sont représentés par la courbe donnée (*fig.* 2). Comme on le voit, la courbe se compose de deux parties bien distinctes. La partie gauche, relative à la couche inférieure, c'est-à-dire à la solubilité du cuivre dans le plomb, ne présente

rien de particulier; elle est tout à fait analogue aux courbes de solubilité de l'éther et de l'eau, du plomb et du zinc, etc. Par contre, la partie droite de la courbe se rapportant à la solubilité du plomb dans le cuivre est très originale. Son allure nous explique le fait, depuis longtemps connu des industriels, de l'hétérogénéité extraordinaire des cuivres, même refroidis assez lentement, contenant du plomb dans des proportions un peu notables.

En résumé, le plomb et le cuivre forment une double couche, lorsque la teneur en cuivre dépasse 34,5 pour 100 et est inférieure à 87 pour 100. Cette double couche liquide ne peut exister qu'entre la température de solidification de la couche supérieure 940° et la température 975°, au-dessus de laquelle nous n'avons pu constater aucune différence dans la composition du haut et du bas de la masse liquide. Les métaux, utilisés dans nos expériences, titraient :

Plomb.........................	99,5 pour 100 de Pb
Cuivre.........................	99,97 pour 100 de Cu

GÉOLOGIE. — *Sur la géologie de la partie méridionale de la basse Californie.* Note (¹) de M. **Arnold Heim**, présentée par M. H. Douvillé.

Quoique voisine des États-Unis, la péninsule de la basse Californie (Mexique) est une des régions les moins connues de l'Amérique du Nord. La Carte géologique la plus récente est la Carte géologique de l'Amérique du Nord, publiée en 1911 par le Service géologique des États-Unis. Les îles Margarita et Magdalena y sont indiquées comme quaternaires, et toute la partie de la péninsule au delà vers l'Est est marquée comme appartenant au Crétacé supérieur. En parcourant cette région aux mois d'avril à juillet de cette année, j'ai fait les observations suivantes :

La partie méridionale de la basse Californie est subdivisée en trois régions complètement différentes, qui sont de l'Ouest à l'Est :

I. *La chaîne de Magdalena* ou chaîne pacifique. Elle a été partiellement détruite par l'érosion marine; elle est représentée par les îles Margarita, Magdalena, cap San Lazaro, puis se continue plus au nord dans la chaîne Santa Clara, au cap San Eugenio et à l'île de Cedros. Elle est composée principalement de roches prétriasiques, basiques (dioritiques) et métamorphiques (amphibolites, schistes chloritiques).

(¹) Séance du 27 septembre 1915.

II. *La région centrale* qui s'étend d'une côte à l'autre de la péninsule, en formant les plateaux ou Mésas. Elle est composée de roches sédimentaires et éruptives *tertiaires* et plus récentes, de l'Éocène au Pléistocène.

III. *La chaîne du Cap* ou sierra de la Victoria, qui forme la partie méridionale de la péninsule, à l'est de la ligne de Todos Santos à La Paz (voir Carte géologique de l'Amérique du Nord). Cette chaîne atteint une altitude de 2000^{m} et se compose principalement de roches acides granitiques et de gneiss, avec roches dioritiques, accompagnées de mines riches en or et en argent, constituées par des veines dirigées NS (Triunfo, San Antonio).

Dans la région centrale qui nous intéresse spécialement, je viens d'étudier en détail les régions de *La Purisima* (lat. 26° 11′, long. Greenw. 112° 4′, et de l'oasis San Hilario, non indiquée sur les cartes, à l'est de l'île de Santa Margarita (lat. 24° 20′, long. 111°).

Dans la vallée de La Purisima, qui est creusée dans les Mésas, nous constatons de bas en haut la succession suivante :

1. *Oligocène* (?). — Grès calcaires blanc verdâtre et lumachelles plus ou moins marmorisées à *Pecten* et Oursins, apparaissant en fenêtres au fond de l'Arroyo de La Purisima. Ces couches sont intensément plissées et recouvertes en discordance très prononcée par les grès miocènes.

2. *Miocène*. — *a. Monterey Shale*. Cette formation blanche à Diatomées, célèbre dans les régions pétrolifères de la haute Californie, se retrouve à plusieurs reprises au sud de la basse Californie, et avec les mêmes caractères lithologiques. Près de la Mission de La Purisima, les *Monterey Shale* reposent sur une intrusion basique et sont recouverts normalement par les grès verdâtres miocènes qui, eux-mêmes, quelques kilomètres plus au Sud-Ouest, reposent en discordance sur l'Oligocène. Je suis donc amené à placer ces Monterey Shale *au-dessus* des grès blancs à lumachelles. A Casas Viejas, dans la vallée de La Purisima, les *Monterey Shale* sont fortement plissés.

b. Grès verdâtres à *Ostrea*, *Pecten* et *Turritella* de 100^{m} à 200^{m} d'épaisseur.

c. Grès et poudingue dur de couleur brune rappelant la molasse subalpine suisse, de 100^{m} à 300^{m} d'épaisseur. Ces roches forment des parois abruptes et reposent tantôt en concordance et tantôt en discordance prononcée sur leur substratum. A cause de la faiblesse ou de l'absence de plissement, cette molasse brune a une répartition horizontale très remarquable, aussi bien vers l'intérieur qu'au sud de la péninsule.

d. Grès gris et bruns semblables aux couches précédentes, mais reposant de nouveau en discordance légère sur les couches *c*. Répartition locale.

Les couches *c* et *d*, à La Purisima, sont coupées par des veines basiques et recouvertes par des nappes de laves basaltiques très étendues vers l'intérieur, avec des cônes volcaniques au-dessus. Le long de la côte Pacifique, par contre, on retrouve des dépôts marins comme suit :

3. *Pliocène*. — Celui-ci est composé d'une cinquantaine de mètres de grès verdâtres et de lumachelles à *Lamellibranches*, *Gastropodes*, *Bryozoaires*, etc. Cette formation est non plissée, mais légèrement inclinée de 1 à 2 pour 100, vers l'océan Pacifique.

4. *Quaternaire*. — Conglomérats reposant soit sur le Plateau pliocène ou directement sur des couches plus anciennes, 1 à 2, dans le fond des vallées. On peut distinguer deux niveaux principaux qui correspondent probablement aux deux grandes divisions du glaciaire du nord de la côte Pacifique et de l'Europe.

5. *Pléistocène marin* (zone des Médanos). — En discordance au-dessus des étages 3 à 4, se trouve une masse épaisse de sables jaunes très fins et incohérents, à coquilles de Mollusques de types récents, rappelant un peu des dunes anciennes, jusqu'à une altitude de plus de 100^{m} au-dessus de la mer. Ces sables forment une zone de 10^{km} à 30^{km} de largeur, s'étendant sur 300^{km} le long de la côte Pacifique.

6. *Formations récentes*. — Sables et boues des rivières temporaires.

Plus au Sud, à l'est de l'île Santa Margarita, se trouve le plus bel escarpement du Pliocène à La Salada (lat. 24°30′, long. 111°33′), avec une épaisseur visible de 20^{m}. Ce sont des grès jaunes et verdâtres avec nombreux fossiles marins en divers horizons, terminés par un calcaire blanc.

5^{km} plus au Nord-Est on voit nettement que ce Pliocène repose en discordance sur une série tertiaire plus ancienne qui plonge à 22° vers le Nord. Ce sont des grès en plaquettes, des grès verdâtres gypseux, avec intercalations d'argiles violettes et verdâtres, d'une épaisseur d'ensemble de 800^{m} à 1000^{m} ou plus.

Cette formation se retrouve très étendue dans la région de San Hilario, où elle plonge très doucement, de 1° à 5° vers l'Est ou le Nord-Est. Ici, les grès verdâtres sont remplis de petites Orbitoïdes que M. Henri Douvillé a bien voulu déterminer. D'après ses recherches il s'agit d'une *Orthophragmina* d'âge éocène. Le plus beau gisement est celui de *El Tepetate* sur l'Arroyo Colorado (lat. 24° 23′, long. 111° 8′). La formation à Orbitoïdes

est recouverte, à l'est de San Hilario, par la formation horizontale et formidable des Mésas centrales que je regarde comme constituées par le Miocène brun. De l'autre côté, 4^{km} à l'ouest de San Hilario, on voit apparaître, sous forme d'un dôme très doux, les *Monterey Shale* blancs typiques à Globigérines et écailles de Ganoïdes, en dessous de la formation à *Orthophragmina*, en continuité et sans discordance ni plan de chevauchement. On doit donc se demander s'il faudrait accepter, dans cette région, une première phase de sédimentation du facies des *Monterey Shale* au début du Tertiaire, ou si les *Orthophragmina* montent plus haut ici qu'ailleurs. Dans la haute Californie, à la suite de Ralph Arnold (1), on attribue la grande masse des *Monterey Shale* au Miocène moyen ou inférieur.

MÉDECINE. — *Sur l'emploi de l'émanation du radium condensée en tubes clos, à la place des composés radifères, et sur le dosage* (*en millicuries d'émanation détruite*) *de l'énergie dépensée dans les applications radioactives en général* (2). Note de MM. **Debierne** et **Regaud**, présentée par M. E. Roux.

On sait que les propriétés, utilisables en radiothérapie, d'un appareil quelconque contenant du radium, appartiennent non pas au radium lui-même, mais à un autre élément, gazeux, l'émanation du radium. Si, en effet, d'un sel de radium on extrait toute l'émanation accumulée, ce sel cesse d'émettre les rayons β et γ, jusqu'à ce que l'émanation s'y soit reformée; et si cette émanation a été recueillie et concentrée, l'application locale du récipient qui la contient permet d'obtenir les mêmes effets qu'on obtenait avec le récipient contenant le sel. Tel est le fondement de l'émanothérapie locale, substituée à la radiumthérapie locale.

Après avoir été préconisé par P. Curie, ce procédé est resté ignoré ou inutilisé. Le perfectionnement des méthodes de concentration de l'émanation le remet en honneur. Employé depuis quelque temps dans certains instituts étrangers, il a été recommandé par M. Danne, au Laboratoire de radioactivité de Gif.

Dans le laboratoire de Mme Curie, l'émanation, extraite par le vide d'une solution radique, est purifiée, puis condensée dans des récipients en

(1) *Bull. U. S. geol. Surv.*; nos 317, 321, 322, 396, 398, etc.

(2) Cette Note est le résumé d'une Communication faite au *Congrès international de Radiologie*, tenu à Lyon à la fin de juillet 1914. Par suite de la guerre, la Communication en question est restée jusqu'à présent inédite.

verre refroidis par immersion dans l'air liquide. De petits tubes de verre dans lesquels on a ainsi enfermé l'émanation, et qu'on a ensuite scellés au chalumeau, constituent les appareils les plus simples, les plus économiques, les plus sûrs et les plus variés, pour les applications biologiques : soit qu'on emploie ces tubes isolément, soit qu'on les réunisse en batterie pour former des surfaces radiantes de forme et d'étendue quelconques, appropriées à chaque cas particulier.

La meilleure méthode pour le dosage de l'énergie radioactive ainsi mise en jeu consiste à calculer la quantité d'émanation détruite pendant l'application. Toutes autres conditions restant égales, l'action biologique est, en effet, proportionnelle à cette quantité. On exprime l'émanation détruite en millicuries (1).

La radioactivité de l'appareil employé ayant été mesurée une seule fois (2), un calcul simple permet de déterminer la quantité d'émanation restant dans l'appareil à tout moment donné (3). La quantité d'émanation consommée pendant une application, et mesurant l'intensité de celle-ci, est égale à la différence des quantités existantes dans l'appareil au début et à la fin.

Nous proposons d'adopter le *millicurie d'émanation détruite* pour le dosage de la radioactivité dépensée dans toutes les applications locales. C'est en effet la seule unité logique, également commode soit qu'il s'agisse d'un corps radifère, soit qu'il s'agisse d'émanation. Dans le cas d'un appareil radifère, elle se substituera au poids-heure, en partant de cette donnée que, dans un récipient clos et en état d'équilibre radioactif, il se forme et se détruit 7,51 millicuries par gramme de Ra métal et par heure.

A titre d'essai, et dans le but d'établir par un exemple le bilan d'utilisation d'un appareil destiné à l'émanothéraphie locale, une série d'applica-

(1) Rappelons que le millicurie est la quantité d'émanation correspondant à un milligramme de radium (Ra métal) conservé en vase clos et se trouvant en état d'équilibre radioactif (c'est-à-dire l'émanation formée compensant exactement à tout moment l'émanation détruite; cet état d'équilibre est atteint 30 jours environ après la fermeture du récipient).

(2) Rappelons que cette mesure directe doit être faite au plus tôt 3 heures après la préparation (scellement) de l'appareil à émanation, ce délai étant nécessaire à la mise en équilibre radioactif de l'appareil.

(3) Le calcul de l'émanation, d'après la formule $q = q_0^{e-\lambda t}$, est rendu facile par le Tables de Kolowrat (*Le Radium*, depuis 1909), qui donnent les valeurs de la fonction $e - \lambda t$ pour des intervalles de temps donnés.

tions a été faite sur le thymus, les testicules et les ovaires de 32 animaux différents, en 12 jours et demi environ, avec quatre tubes d'émanation jumeaux. On s'est attaché à perdre le moins possible d'énergie radioactive, en faisant se succéder les applications avec le moins possible d'intervalles de temps inutilisés. Les quatre tubes contenaient au total, à l'origine, 176,23 millicuries d'émanation. De cette valeur, 153,26 millicuries furent utilisés pendant les applications; le reste, soit 22,97 millicuries, a été consommé inutilement, soit pendant les intervalles entre les applications (16,98 millicuries), soit après la fin de la série de celles-ci (5,99 millicuries). La proportion d'émanation utilisée a été de 87 pour 100 environ (¹).

Le seul inconvénient notable de l'emploi de l'émanation concentrée, comparé à celui des composés radiques, consiste en une certaine perte d'énergie radioactive, inévitable, du fait de la destruction incessante de l'émanation, dans la solution radique mère, pendant les intervalles des extractions.

Mais de grands avantages compensent cet inconvénient : la sécurité assurée au radium, qui cesserait de circuler et ne sortirait plus des établissements où il serait conservé (une variété infinie de formes, dimensions et puissance radioactive conférée aux appareils d'utilisation), la possibilité pour tout médecin de se procurer l'agent actif sans acquérir la substance mère. Telles sont les raisons qui permettent de prévoir la place importante que va prendre l'émanothérapie locale, et sa substitution partielle à la radiumthérapie.

La séance est levée à 15 heures trois quarts.

A. Lx.

(¹) Les modifications observées dans les organes (thymus, testicules et ovaires) sont, ainsi que cela était prévu, identiques à celles que détermine l'application des appareils radifères, et du même ordre que celles produites par les rayons X.